



# H -> gamma gamma dans le détecteur ATLAS au LHC

J.F. Marchand

## ► To cite this version:

J.F. Marchand. H -> gamma gamma dans le détecteur ATLAS au LHC. Journées Jeunes Chercheurs 2008, Nov 2008, Saint Flour, France. in2p3-00364494

**HAL Id: in2p3-00364494**

**<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00364494>**

Submitted on 26 Feb 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Première partie**

**Modèle Standard**



# $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans le détecteur ATLAS au LHC

**Jean-François Marchand**

*Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules  
LAPP, IN2P3/CNRS, Université de Savoie*



## Résumé

Les mesures de précision et les prédictions théoriques indiquent qu'un boson de Higgs léger, avec une masse comprise entre 114 et 150 GeV, est favorisé. Dans cette région de masse, l'un des canaux de recherche les plus importants est la désintégration en 2 photons. On va s'intéresser à la possibilité de découverte de ce boson dans le canal diphotons avec le détecteur ATLAS au LHC. Après avoir vu l'impact des performances du détecteur, on s'intéressera à l'analyse inclusive et à la recherche de 2 photons avec association de jets, puis nous évaluerons le potentiel de découverte. Cette étude est basée sur une simulation MC réaliste du détecteur.

## 1.1 Introduction

Le canal de désintégration du boson de Higgs  $H \rightarrow \gamma\gamma$  est l'un des canaux de découverte les plus prometteurs pour un boson de Higgs léger dans le cadre du Modèle Standard. Malgré un rapport de branchement faible ( $2.2 \cdot 10^{-3}$  pour  $m_H = 120\text{GeV}$ ), ce canal a l'avantage d'avoir une signature simple et une très bonne résolution en masse (d'environ 1.5 GeV). Pour permettre l'obtention de résultats optimaux, il est nécessaire d'avoir une bonne reconstruction-identification des photons, de bien manipuler les conversions de photons et de bien mesurer la direction des photons. Dans l'étude présentée ici, des corrections QCD d'ordre supérieur sont considérées pour le signal et le bruit de fond et l'on prend également en compte la contribution de la fragmentation des partons durs en photons. On décrira à la fois l'analyse inclusive et la production de deux photons en association avec des jets. On comparera les résultats obtenus pour la signification statistique en utilisant un fit multivariable du maximum de likelihood à ceux du comptage simple d'événements. Tous les résultats présentés ici sont basés sur une simulation Monte Carlo réaliste d'événements de signal et de bruit de fond.

## 1.2 Signal et bruit de fond

Le boson de Higgs est principalement produit par fusion de gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top et par le processus de fusion de bosons vecteurs (VBF). L'avantage du processus VBF étant l'existence de jets vers l'avant. La production en association avec des  $W$ ,  $Z$  ou paires de  $t\bar{t}$  peut aussi être

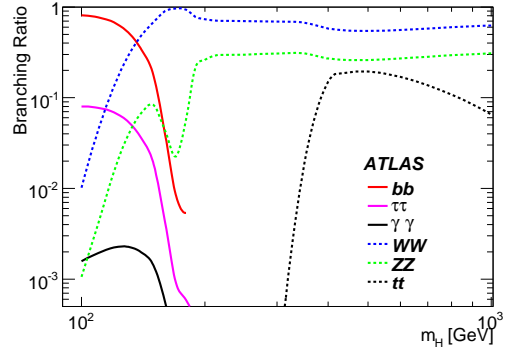


FIG. 1.1 – Rapport d'embranchement en fonction de la masse du boson de Higgs pour différents canaux de désintégration

considérée, elle permet une augmentation du rapport signal sur bruit de fond malgré une statistique faible. La désintégration du boson de Higgs est réalisée par l'intermédiaire de boucles de bosons  $W$  ou de quarks top. Le bruit de fond peut quant à lui être séparé en deux catégories : Le bruit de fond irréductible, qui vient de la production de deux photons isolés (processus de Born, de fragmentation ou de box), et le bruit de fond réductible, qui provient d'événements avec au moins un faux photon (comme par exemple un jet mal identifié comme photon). Les diagrammes de Feynman de ces processus sont présentés sur la figure 1.2 pour le signal et 1.3 pour le bruit de fond.

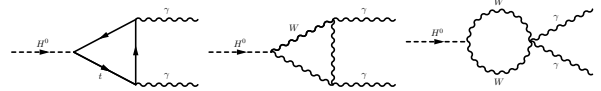


FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman pour le signal

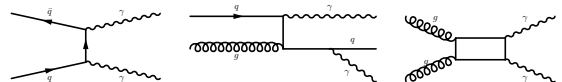


FIG. 1.3 – Diagrammes de Feynman pour le bruit de fond irréductible (dans l'ordre : processus de Born, de fragmentation et de box)

### 1.3 Reconstruction et identification des photons

Les photons sont reconstruits sur la base de clusters électromagnétiques de tailles différentes pour les photons convertis et non-convertis. La position des clusters est corrigée pour tenir compte des biais systématiques connus. L'énergie est reconstruite en utilisant des poids longitudinaux pour corriger les effets de perte d'énergie devant le calorimètre électromagnétique, les fuites longitudinales et les pertes d'énergie en dehors du cluster. Des poids différents sont appliqués pour les photons convertis et les photons non-convertis.

Une méthode d'identification des photons est nécessaire pour réduire le bruit de fond des jets en dessous du bruit de fond irréductible. Pour cela on utilise une méthode basée sur des coupures sur la forme des gerbes électromagnétiques : Le second compartiment du calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique permettent la réjection des jets du fait de leurs larges gerbes, la segmentation fine du premier compartiment du calorimètre électromagnétique permet la séparation entre  $\gamma$  et  $\pi^0$ .

Pour augmenter la qualité des photons reconstruits, on utilise également une isolation de ceux-ci par les traces reconstruites.

### 1.4 Reconstruction des conversions

La reconstruction des conversions est importante pour l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . En effet, des études Monte Carlo montrent que 57% des événements  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ont au moins un photon converti avec un rayon de conversion inférieur à 80cm (ce qui correspond au dernier point où l'on peut espérer reconstruire une trace) et 35% des événements  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ont au moins un photon converti avec un rayon de conversion inférieur à 35cm (ce qui correspond aux conversions reconstructibles avec la version du software utilisée dans cette étude).

Deux types de conversions sont reconstruites : Les conversions à deux traces, reconstruites par un algorithme de vertexing dédié utilisant deux traces de charges opposées en entrée, et les conversions à une trace, reconstruites lorsque l'une des deux traces n'a pas été reconstruite par le détecteur ou lorsque l'algorithme de vertexing échoue. On sépare alors un électron de conversion d'un électron primaire par le signal laissé dans la première couche de pixels.

Une efficacité globale de reconstruction des conversions de 66.4% est obtenue pour des conversions de rayon inférieur à 35cm. On peut également noter que l'ajout des photons convertis dans l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$  permet de gagner environ 21% d'événements  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (14% de conversions à deux traces et 7% de conversions à une trace).

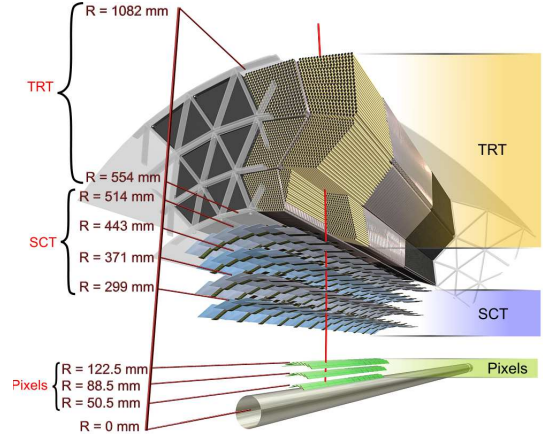


FIG. 1.4 – Représentation schématique du détecteur interne, utilisé pour la reconstruction des conversions

### 1.5 Pointing - Vertex primaire

Une mesure précise de la position du vertex primaire est très importante pour améliorer la résolution en masse du boson de Higgs. Nous utilisons une méthode itérative pour mesurer la direction des photons, basée sur un fit linéaire (schématisé sur la figure 1.5) utilisant : La structure multi-couche du calorimètre électromagnétique, la position du vertex de conversion quand c'est possible et la position du vertex primaire reconstruit par le tracker et choisi parmi les vertex à haute luminosité.

L'utilisation du vertex primaire donne la meilleure résolution sur la position du boson de Higgs (0.07mm contre environ 8mm lorsqu'il n'est pas utilisé).

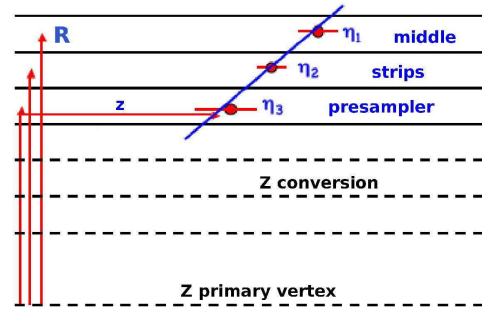


FIG. 1.5 – Schéma du fit utilisé pour mesurer la direction des photons

### 1.6 Masse invariante et résolution

La masse invariante de la paire de deux photons est calculée à partir d'un fit Gaussien asymétrique (dans l'intervalle  $[-2\sigma, +3\sigma]$ , comme illustré sur la figure 1.6. La résolution relative en masse  $\sigma_m/m$  est proche de 1.2% et seulement dégradée de quelques pourcents lorsque l'on ajoute le bruit d'empilement (pileup) de

$10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Pour un boson de Higgs simulé avec une masse de  $120\text{GeV}$ , la masse reconstruite est de  $119.46\text{GeV}$  avec une résolution de  $1.46\text{GeV}$  (et respectivement  $119.47\text{GeV}$  et  $1.52\text{GeV}$  avec pileup). On peut observer un décalage en masse vers les faibles masses qui est dû aux photons convertis.

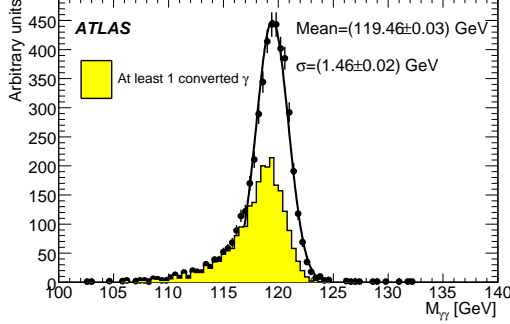


FIG. 1.6 – Distribution de la masse invariante des deux photons, pour un boson de Higgs de  $m_H = 120\text{GeV}$

## 1.7 Analyse inclusive, $H + 1$ jet et $H + 2$ jets

L'analyse inclusive consiste en la recherche d'événements de résonnance avec au moins deux candidats photons dans la partie centrale du détecteur, en excluant les zones de transition entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre ( $0 < |\eta| < 1.37$  et  $1.52 < |\eta| < 2.37$ ). Les deux photons les plus énergétiques doivent avoir une impulsion transverse supérieure à  $40$  et  $25\text{GeV}$ .

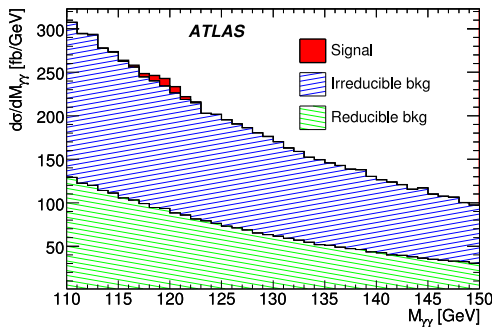


FIG. 1.7 – Distribution de la masse invariante des deux photons en terme de section efficace en fb pour l'analyse inclusive

Pour l'analyse  $H + 1$  jet, on demande au moins deux photons dans la même région du détecteur, leurs impulsions transverses doivent être supérieures à  $45$  et  $25\text{GeV}$  et au moins un jet hadronique doit être reconstruit avec une impulsion transverse supérieure à  $20\text{GeV}$  et dans la région  $|\eta| < 5$ . On applique finalement une coupure

sur la masse invariante des deux photons et du jet le plus énergétique :  $m_{\gamma\gamma\text{jet}} > 350\text{GeV}$ .

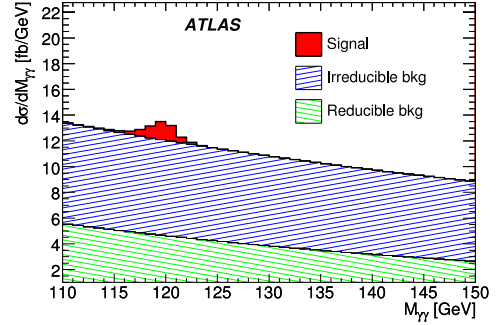


FIG. 1.8 – Distribution de la masse invariante des deux photons en terme de section efficace en fb pour l'analyse  $H + 1$  jets

Pour l'analyse  $H + 2$  jets, on demande au moins deux photons d'impulsions transverses supérieures à  $50$  et  $25\text{GeV}$ , toujours dans la même région du détecteur, et au moins deux jets hadroniques d'impulsions transverses supérieures à  $40$  et  $20\text{GeV}$  avec  $|\eta| < 5$ . Comme la masse invariante et l'écart en pseudo-rapidité est plus important pour les jets du signal que pour ceux du bruit de fond, on applique également les coupures suivantes :  $\Delta\eta_{jj} > 3.6$  et  $m_{jj} > 500\text{GeV}$ . Les photons doivent être entre les jets et l'on applique un veto sur les jets centraux :  $p_T > 20\text{GeV}$  et  $|\eta| < 3.2$ .

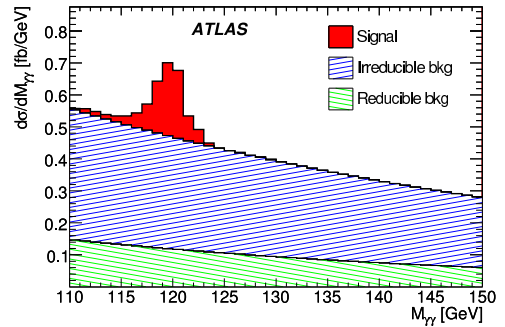


FIG. 1.9 – Distribution de la masse invariante des deux photons en terme de section efficace en fb pour l'analyse  $H + 2$  jets

Les sections efficaces attendues sont présentées dans le tableau 1.1, dans lequel on a aussi ajouté les analyses diphotons en association avec de l'énergie transverse manquante et des leptons chargés.

	Inclusive	H+1jet	H+2jets	H+ $E_T^{\text{miss}}$ +1 lepton	H + $E_T^{\text{miss}}$
$\sigma_{\text{sig}}$	25.4 fb	4.0 fb	0.97 fb	0.126 fb	0.072 fb
$\sigma_{\text{bkg}}$	947 fb	49 fb	1.95 fb	0.075 fb	0.036 fb

TAB. 1.1 – Sections efficaces attendues pour  $m_H = 120\text{GeV}$  dans une fenêtre de masse de  $\pm 2\text{GeV}$  autour de  $120\text{GeV}$

## 1.8 Fit du maximum de Likelihood

Un fit multivariable du maximum de likelihood a été développé pour l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Il utilise les informations discriminantes des propriétés cinématiques et topologiques des événements  $H \rightarrow \gamma\gamma$  : Les variables utilisées sont la masse invariante de la paire de photons, l'impulsion transverse du boson de Higgs, et  $|\cos\theta^*|$  où  $\theta^*$  est l'angle de désintégration du boson de Higgs.

On catégorise les événements pour séparer les données en plusieurs sous-parties : On sépare des sous-populations d'événements avec des propriétés différentes, les différentes catégories peuvent alors avoir des valeurs de PDF différentes. Cette catégorisation donne une description fine des données, réduit les biais liés à la corrélation entre variables et augmente finalement la précision du modèle de Likelihood.

Les catégories utilisées pour le fit sont les suivantes : On utilise trois catégories en pseudo-rapidité, deux catégories selon que les photons sont convertis ou non-convertis (fig. 1.10) et trois catégories de production du boson de Higgs :  $H + 0, 1, 2$  jets.

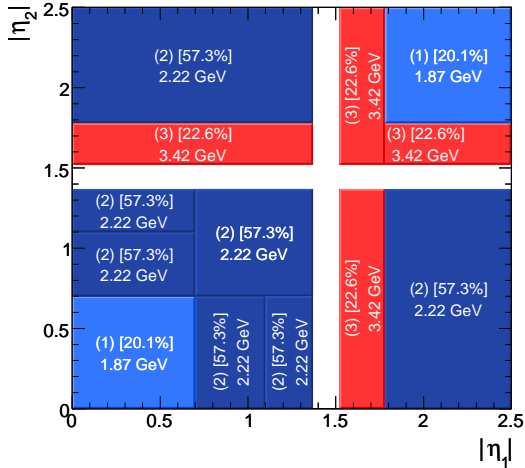


FIG. 1.10 – Répartition des catégories en pseudo-rapidité dans le cas des photons convertis

## 1.9 Potentiel de découverte

On va ici comparer la signification statistique attendue obtenue par comptage d'événements et par l'utilisation du fit précédemment décrit, pour  $10\text{fb}^{-1}$  de luminosité intégrée et dans une fenêtre de masse de  $\pm 1.4\sigma$  autour de la masse du boson de Higgs.

Le tableau 1.2 présente les résultats obtenus par comptage d'événements et montre que la combinaison des différentes analyses permet d'augmenter la signification statistique d'environ 25% par rapport à l'analyse inclusive seule.

Le tableau 1.3 présente quant à lui les résultats obtenus par le fit multivariable en laissant libre la masse du boson de Higgs ou en la fixant à une valeur donnée.

$m_H$ (GeV)	Inclusive	H + 1 jet	H + 2 jets	Combiné
120	2.6	1.8	1.9	3.3
130	2.8	2.0	2.1	3.5
140	2.5	1.8	1.7	3.0

TAB. 1.2 – Significations statistiques obtenues par comptage d'événements, pour différentes masse de boson de Higgs et pour les différents types d'analyse considérés

Le fit avec masse fixée permet d'augmenter la signification statistique d'environ 40% par rapport à l'analyse inclusive.

$m_H$ (GeV)	Masse libre	Masse fixée
120	2.8	3.6
130	3.4	4.2
140	3.2	4.0

TAB. 1.3 – Significations statistiques obtenues par fit du maximum de likelihood pour différentes masse de boson de Higgs et en fixant ou non la masse

## 1.10 Conclusion

L'analyse combinée de  $H+0\text{jet}$ ,  $H+1\text{jet}$  et  $H+2\text{jets}$  augmente la signification statistique d'environ 25% par rapport à l'analyse inclusive. L'utilisation d'un fit de maximum de likelihood a été étudiée pour augmenter la sensibilité : les résultats montrent que cette signification statistique augmente d'environ 40% par rapport à l'analyse inclusive. Une découverte à  $5\sigma$  devrait alors être possible avec une luminosité intégrée de  $20\text{-}30\text{fb}^{-1}$ .

Beaucoup d'améliorations ont été faites depuis les études précédentes mais beaucoup sont toujours en cours, comme la gestion des conversions, le pointing, l'isolation, la calibration des photons... Sans oublier que du travail sera nécessaire pour comprendre les performances du détecteur avec les premières données.

## Remerciements

C'est un plaisir de remercier les coordinateurs des différentes sessions sans oublier les gentils organisateurs !

## Références

- [1] G. Aad *et al.* [The ATLAS Collaboration], "Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics," arXiv :0901.0512